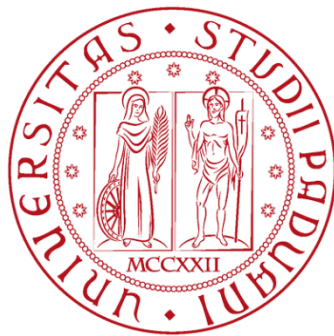


Università degli studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di laurea triennale in Astronomia



Galassie Lyman break: caratteristiche generali e metodo di ricerca

Laureanda:

DALLA BARBA
Benedetta

Matricola: 1120263

Relatore:

Prof. FRANCESCHINI
Alberto

Anno accademico 2018/2019

Indice

1	Introduzione	3
1.1	Un cambio di prospettiva: la tecnica del Lyman break.....	3
1.1.1	Gli oggetti in esame e le prime survey.....	4
1.1.2	La tecnica del Lyman break.....	6
1.1.3	I criteri di selezione.....	9
1.2	L'assorbimento cosmico lungo la linea di vista.....	12
1.2.1	F300W dropouts.....	19
1.2.2	F450W dropouts.....	20
2	Caratteristiche degli oggetti osservati	23
2.1	Tasso di formazione stellare (SFR).....	23
2.2	Abbondanze chimiche.....	26
2.3	Massa.....	28
2.4	Morfologia.....	30
2.5	Proprietà di clustering	31
2.6	Cinematica	32
2.7	Funzioni di luminosità.....	35
3	Casi particolari e metodi alternativi di selezione	37
3.1	Metodi alternativi di selezione.....	37
3.1.1	Eccesso Lyman α	37
3.1.2	Balmer jump.....	38
3.2	Casi particolari: sorgenti a $z>6$ e $z>7$	40
4	Conclusioni	43

Capitolo 1

Introduzione

Lo studio dell'universo non solo ci ha permesso di ampliare le nostre conoscenze ponendoci questioni mai affrontate prima, ma anche di capire meglio l'origine di tutto ciò che ci circonda: il Big Bang. Facendo osservazioni sempre più profonde non solo siamo stati in grado di vedere oggetti più lontani, ma di muoverci temporalmente e quindi di avvicinarci a tale evento primordiale. In questa tesi vengono trattate le principali proprietà delle galassie Lyman break, cioè galassie ad attiva formazione stellare nell'intervallo $2.5 < z < 5$. Tali sorgenti vengono identificate attraverso una tecnica che prende in considerazione la zona spettrale attorno alla discontinuità di Lyman a 912 Angstrom. Le proprietà delle LBGs sono molto importanti in quanto rappresentano galassie in formazione situate in un universo ancora giovane. La tecnica è stata utile per aprire una nuova finestra nella ricerca corrispondente ad un tempo cosmico pari al 10% di quello di Hubble e ci ha permesso di capire se esistano dei collegamenti tra oggetti a tali epoche e attuali.

1.1 Un cambio di prospettiva: la tecnica del Lyman break

Prima del 1995 tutte le sorgenti luminose venivano identificate grazie ad una selezione in flusso, il che portava a costruire telescopi sempre più grandi in modo da raccogliere una maggior quantità di luce e aumentare la risoluzione angolare, ovvero la capacità di distinguere due oggetti molto vicini anche a grandi distanze. In conseguenza di ciò, prima di quella data sostanzialmente le galassie conosciute si limitavano in redshift a circa

$z=0.6-0.7$, senza che si potesse avere nessuna idea di che cosa succedesse oltre.

Ovviamente tale progresso tecnologico ha incontrato diversi ostacoli ingegneristici, per cui gli astronomi hanno cercato di affinare tecniche alternative, come appunto quella del Lyman break che si basa su una selezione di colore. Tale metodo non solo si dimostrò molto preciso nel ricavare sorgenti in intervalli di redshift dati, ma si rivelò anche molto efficiente portando a campioni di oggetti ben controllati e con un tempo al telescopio modesto, il che è un fattore molto importante di cui tener conto in una survey. Tale evoluzione nelle tecniche osservative è stata molto veloce e ha avuto bisogno solo di due decenni per passare da oggetti a $z \approx 1$ a possibili candidati a $z \approx 11$, ovvero a 400 milioni di anni circa dopo il Big Bang. Se da una parte ora sono disponibili una quantità enorme di dati dall'altra la loro comprensione richiede ancora del tempo, infatti tra redshift 1 e 2 dove si pensa si sia formata la sequenza di Hubble i campioni sono incompleti o poco chiari. Attualmente è presente anche un altro metodo del tutto indipendente dai due precedenti, ovvero il lensing gravitazionale. Esso consiste nell'osservazione di oggetti lungo la linea di vista di una grande concentrazione di materia, come una galassia molto grande o un buco nero, che è in grado di curvare la traiettoria della luce. Ovviamente questa tecnica può essere usata in casi molto particolari ed è ancora in corso di miglioramento.

1.1.1 Gli oggetti in esame e le prime survey

Considerando l'effetto di redshift si ha che nel sistema di riferimento terrestre, lo spettro delle LBGs ricadrà nell'intervallo di lunghezze d'onda del visibile. Una conseguenza fondamentale è che non siano necessarie osservazioni da telescopi spaziali per eliminare il contributo dell'atmosfera che assorbirebbe tutti i fotoni UV. Le proprietà principali sono: uno spettro

caratterizzato da un arrossamento quasi assente, un'intensa emissione Lyman α e una forte discontinuità a 912 Å prodotta dalle atmosfere stellari dell'oggetto stesso e dall'assorbimento fotoelettrico dell'idrogeno neutro dell'ISM. La motivazione principale che spinse tali osservazioni fu la teoria che le galassie luminose nelle vicinanze siano state assemblate in un intervallo temporale antico, caratterizzato quindi da una forte formazione stellare. Le sorgenti responsabili di ciò sarebbero quindi i progenitori delle attuali ellittiche o degli sferoidi delle spirali costituiti da stelle rosse degli ultimi tipi spettrali. Purtroppo si pose tale processo a redshift molto grandi, dell'ordine di 10 o 30, per cui lo si considerò osservativamente irraggiungibile all'epoca e la teoria del Lyman break venne messa da parte. Colui che applicò per primo una versione semplificata di tale metodo fu Meier nel 1967. Egli usò una sintesi di popolazioni stellari che differiva dalle precedenti per l'inclusione degli effetti di dissipazione, ma non considerava quelli dell'opacità cosmica. Lo scopo era predire la posizione delle galassie nel diagramma colore-colore a varie distanze. Le galassie primordiali potevano quindi essere selezionate tra quelle aventi il limite di Lyman spostato verso il rosso e racchiuso tra due lunghezze d'onda più corte, quindi apparire rosso in tale colore e blu nell'altro. Infine propose che sarebbero stati necessari tre o più filtri e diversi diagrammi colore-colore per coprire tale intervallo di epoche dato che le sorgenti si distribuiscono in un vasto arco di redshift.

I primi oggetti ad essere osservati furono: delle radiogalassie a $1.5 < z < 1.8$ molto luminose che però essendo oggetti particolari non potevano essere considerati come rappresentativi della classe e dei quasar, in modo da trovare delle galassie compagne alla stessa distanza. L'idea di base era che se cosmologicamente le sorgenti sono raggruppate, allora è più probabile trovarne di nuove vicino a quelle note. Inizialmente ci furono dei risultati a $z \approx 3$, ma poi tale metodo fallì e venne accantonato. Solo con

l'avvento dei telescopi della classe degli 8 metri, ovvero nel nuovo millennio, è stata raggiunta la sensibilità necessaria per ottenere risultati significativi.

1.1.2 La tecnica del Lyman break

Come detto precedentemente lo spettro delle LBGs presenta alcune caratteristiche peculiari che lo distinguono da altri. La fondamentale è appunto il Lyman break, ovvero la discontinuità che si osserva a $912 \text{ \AA}$ e che si forma a causa dell'assorbimento dell'idrogeno ionizzato presente nell'atmosfera delle stelle massicce. Tale peculiarità è amplificata dall'attenuazione subita dall'HI presente negli ambienti di formazione stellare. Essendo poi oggetti a grandi z si nota quella che viene chiamata foresta di Lyman basata sulla transizione dal livello fondamentale ($n=1$) al primo stato eccitato ($n=2$) dell'idrogeno che dà origine alla riga $\text{Ly}\alpha$. I fotoni che partono dalla sorgente interagiscono con il mezzo intergalattico il quale lascia una serie di linee in assorbimento negli spettri a $912 \text{ \AA} < \lambda < 1216 \text{ \AA}$, come si può vedere in Figura 1.

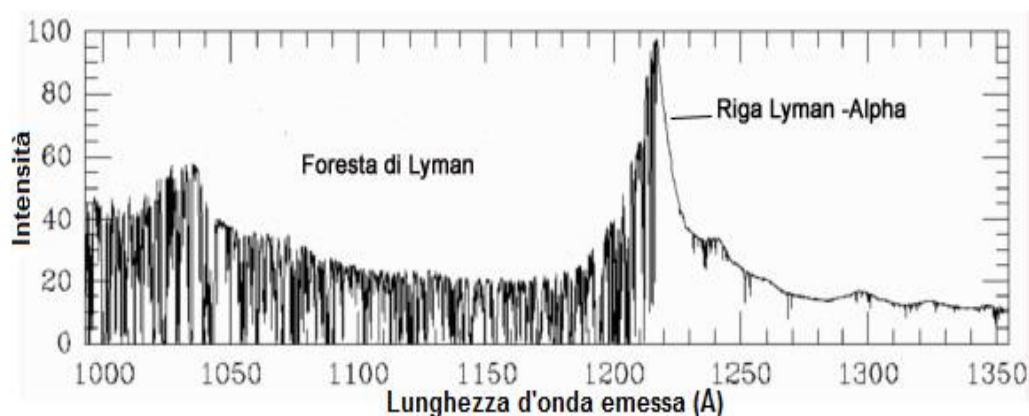


Figura 1: Spettro di un quasar (Q1422+2309) ad una distanza pari a $z=3.62$, caratterizzato dalla presenza della foresta di Lyman.

Un altro fattore caratterizzante è l'arrossamento da parte della polvere che a differenza di quello dell'idrogeno neutro è continuo ed è legato ad una

curva di arrossamento variabile. Il capitolo 1.2 tratta tale effetto in modo più approfondito.

La scelta delle bande osservative determinerà perciò l'intervallo di redshift considerato. In genere si procede prendendo due filtri: uno prima della discontinuità e uno subito dopo. Per le survey da terra il limite inferiore è dato dal filtro U, che copre la zona corrispondente all'ultravioletto perchè a tali λ l'atmosfera terrestre ne assorbe tutti i fotoni. Il superiore invece sarà o il G o l'R in base agli intervalli di redshift considerati ($2.5 < z < 3.5$ o $3.5 < z < 4.5$). Questa scelta viene fatta per limitare la possibilità di intrusi, cioè di oggetti relativamente vicini che comunque vengono osservati e che diminuiscono l'efficienza del metodo. Una spiegazione più esauriente è data nella sezione seguente dove verranno introdotti i criteri di selezione. Un metodo semplice per capire a che distanza corrisponde una certa osservazione è introdurre i concetti di U-dropout e G-dropout. Il termine "dropout" indica il forte decremento del flusso spettrale di una LBG dovuto all'assorbimento da parte dell'idrogeno. Essendo che per effetto del redshift tutte le lunghezze d'onda vengono spostate, anche tale discontinuità subirà lo stesso trattamento e quindi sarà un indicatore per z . Una descrizione visiva è mostrata in Figura 2 dove si vedono chiaramente i due tagli a diverse λ .

Se inizialmente tale metodo veniva applicato per osservare galassie delle quali la distanza era nota, in seguito data la sua affidabilità si passò allo studio delle LBGs senza conoscerne il redshift e di conseguenza senza conferme spettroscopiche. Applicare tale tecnica ciecamente, ovvero considerare che le conclusioni ottenute per $z < 5$ siano vere fino a $z \approx 6$, potrebbe portarci a sbagliare, ma finora i risultati sembrano essere in accordo. Come detto prima, all'inizio ci si concentrò sugli studi da terra, ma poi si capì che ne servivano di complementari dallo spazio. Usando l'HDF (Hubble Deep Field), in grado di estendere il lavoro fatto da terra di 2.5 mag in profondità, si arrivò quindi a $z \approx 6$ (V-dropout).

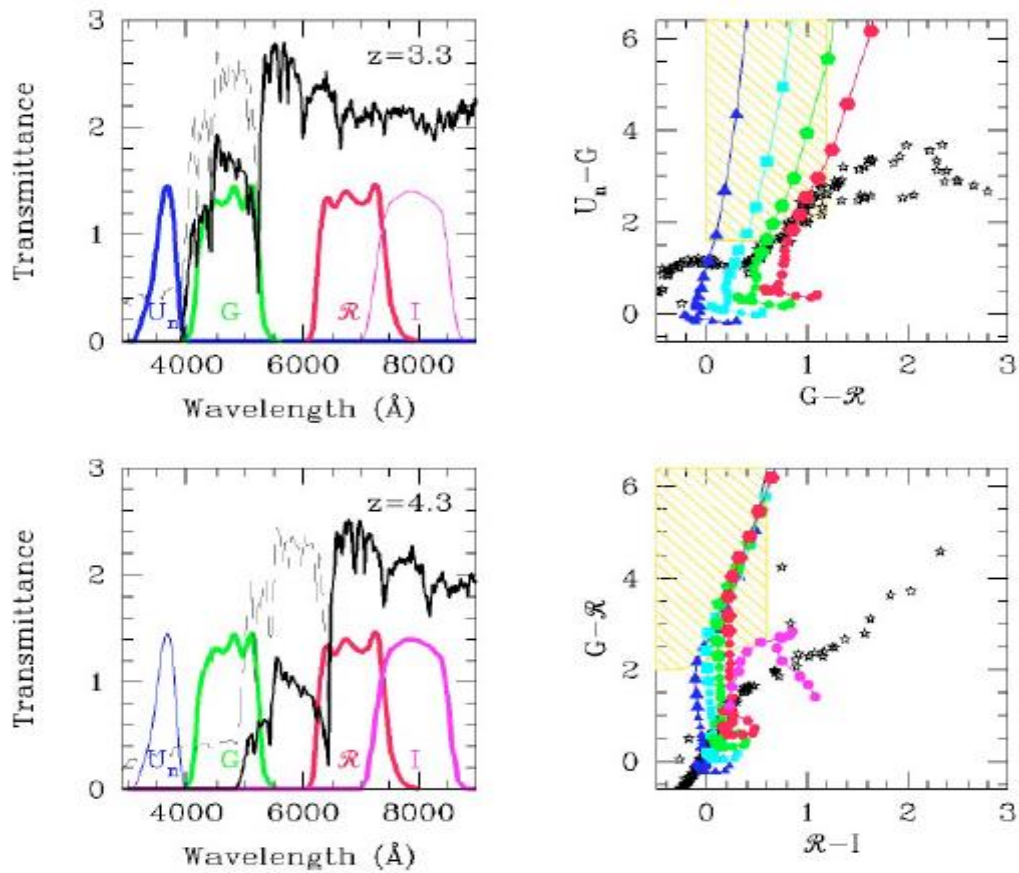


Figura 2: Nei due pannelli a destra si vede il processo di selezione delle sorgenti attraverso il diagramma colore-colore, nei due casi gli assi cartesiani sono diversi dal momento che la distanza degli oggetti è differente. Le curve rappresentano le galassie a vari redshift partendo da $z=0.5$ e con un incremento di $\Delta z=0.1$. I triangoli, quadrati, pentagoni ed esagoni corrispondono a diverse quantità di polvere, cioè $E(B-V)=0, 0.15, 0.3, 0.45$. Infine l'area in giallo indica i criteri di selezione che verranno introdotti nella sezione seguente. Per quanto riguarda i pannelli a sinistra essi rappresentano rispettivamente l' U -dropout (vicino a $z=3$) e il G -dropout (a $z=4$), si vede infatti che i tagli avvengono al termine del filtro U_n nel primo caso e poco prima del termine del filtro G nel secondo.

Sebbene in astronomia spesso si punti ad avere un'alta risoluzione, queste osservazioni con HST non avevano tale scopo, ma piuttosto di trovare un numero molto grande di candidati.

1.1.3 I criteri di selezione

Le limitazioni riguardo i colori delle galassie in esame vennero introdotte principalmente per eliminare quegli oggetti che avrebbero potuto contaminare il campione ottenuto, cioè sorgenti che si trovano a redshift molto minori ma che comunque vengono rilevate. Per riuscire a far ciò si devono considerare due effetti che modificano il colore: l'assorbimento delle polveri e l'opacità cosmica. Per quanto riguarda il primo, esso è dato dalla presenza del mezzo interstellare ed è regolato dalla Formula 1:

$$F_a(\lambda) = F_i(\lambda) \cdot 10^{-0.4 \cdot A_\lambda \cdot E(B-V)}$$

Formula 1

dove F_a e F_i sono lo spettro attenuato e intrinseco, $E(B-V)$ l'attenuazione da polvere e A_λ una funzione che descrive l'arrossamento e la sua dipendenza dalla lunghezza d'onda (in genere decresce all'aumentare di λ). Nonostante A_λ non sia nota per oggetti lontani, fortunatamente la si conosce per le nubi di Magellano, pare inoltre che sia applicabile anche al caso delle LBGs anche se non ci sono prove concrete. L'opacità cosmica invece è a sua volta composta da due effetti: il line blanketing che è legato all'assorbimento e alla riemissione della radiazione da parte dei metalli provocando quella che viene chiamata "coperta" di righe e in secondo luogo l'assorbimento fotoelettrico generato dall'idrogeno neutro locale. Un limite fondamentale da non trascurare è il fatto che non conosciamo la dispersione spettrale intrinseca e l'arrossamento delle LBGs, perciò non siamo in grado di determinare con certezza l'area da selezionare nel diagramma colore-colore. Inoltre gli errori fotometrici distribuiscono gli osservabili attorno un valore medio di una quantità che dipende dalla qualità dei dati e perciò introduce degli oggetti a basso z . Allo stesso modo, per l'effetto opposto, galassie a grandi distanze possono essere escluse dalla selezione. Il voler determinare la regione nel piano colore-colore da considerare quindi deve

essere un compromesso tra il desiderio di includere più sorgenti possibili, mantenendo comunque la contaminazione al minimo. Non esiste perciò un criterio standard da applicare. Da terra, facendo uso dei filtri UnGR o GRI, valgono le seguenti disuguaglianze:

$$\begin{aligned}
 (U_n - G) &\geq 1 + (G - R) & (U_n - G) &\geq 1.6 \\
 (G - R) &\leq 1.2 \\
 (G - R) &\geq 2.0 & (G - R) &\geq 2 \cdot (R - I) + 1.5 \\
 (R - I) &\leq 0.6
 \end{aligned}$$

Formule 2,3

I criteri della prima riga delimitano l'area in giallo del pannello in alto a destra di Figura 2, ovvero l'U-dropout, mentre quelli della seconda la zona in giallo del grafico in basso a destra, il G-dropout. Per sorgenti a $z \approx 3$ la contaminazione è data da stelle di tipo spettrale G o K, per quelle a $z \approx 4$ da galassie dei primi tipi della sequenza di Hubble a distanze intermedie. Lo stesso lavoro venne fatto per l'HDF nel quale venne usato un set di filtri diverso: U_{300} , B_{450} , V_{606} e I_{814} . I criteri dunque sono:

$$\begin{aligned}
 (U_{300} - B_{450}) &\geq 1.0 + (B_{450} - V_{606}) & (B_{450} - V_{606}) &\leq 1.2 \\
 V_{606} &\leq 27
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (B_{450} - V_{606}) &> 1.5 & (B_{450} - V_{606}) &> 1.7 \cdot (V_{606} - I_{814}) + 0.7 \\
 (B_{450} - V_{606}) &< 3.5 \cdot (V_{606} - I_{814}) + 1.5 \\
 (V_{606} - I_{814}) &< 1.5 & V_{606} &\leq 27.7
 \end{aligned}$$

Formule 4,5

Se a tali classi volessimo legare un limite in flusso dovremmo considerare la densità superficiale delle galassie in esame. Per i telescopi di 8 metri il flusso minimo vale $R \approx 25.5$ a $z \approx 3$ e $I \approx 25$ per le sorgenti a $z \approx 4$. I criteri di selezione vengono convertiti in termini di densità come:

$$\Sigma_{U_n}(25.5) = 1.21 \pm 0.06 \text{ galassie/arcsec}^2$$

$$\Sigma_G(25) = 0.47 \pm 0.02 \text{ galassie/arcsec}^2$$

Formule 6,7

Che valgono per le osservazioni da terra, mentre per HST i limiti sono $V \approx 27$ per gli U-dropout e $I \approx 25$ per i V-dropout. Trasformandoli diventano:

$$\Sigma_{U_{300}}(27) = 29.4 \pm 3.5 \text{ galassie/arcsec}^2$$

$$\Sigma_{B_{450}}(25) = 8.7 \pm 5 \text{ galassie/arcsec}^2$$

Formule 8,9

L'efficacia della selezione varia in base alla distanza considerata, in particolare per oggetti a $z \approx 3$ è del 85% con una contaminazione del 3.4%. Tale valore molto probabilmente è maggiore dato che spesso ci sono incidenti di osservazione, per esempio un mancato allineamento della fenditura o un insufficiente tempo di osservazione. La resa delle sorgenti a $z \approx 4$ è del 45% perché sono decisamente più deboli e le caratteristiche spettrali si spostano in regioni dove il cielo diventa più luminoso.

Esistono però dei casi particolari di galassie con colori UV eccessivamente rossi che non vengono considerate nella selezione, ciò accade soprattutto per oggetti a grandi distanze a causa di: opacità cosmica, arrossamento o perché includono popolazioni stellari vecchie. Per stimare l'errore commesso è possibile fare delle simulazioni Monte Carlo dalle quali si ricava che in realtà sono sorgenti rare e per cui non è necessario correggere i limiti citati prima.

1.2 L'assorbimento cosmico lungo la linea di vista

L'attenuazione dei fotoni da parte delle nubi di materiale intergalattico, in genere costituite da idrogeno neutro ed elio ionizzato, influenza la visione degli oggetti a grandi distanze. Nonostante siano approssimativamente distribuite in modo omogeneo, ne esistono concentrazioni che provocano sovrabbondanze di righe in assorbimento come la foresta di Lyman. Il processo ha tre aspetti fondamentali: l'intervento da parte delle polveri che impedisce l'arrivo dei fotoni UV data la loro grande energia, il line blanketing che causa una significativa depressione nell'intensità del continuo a $\lambda < 1216 \text{ \AA}$ (come si vede in Figura 1) ed infine l'assorbimento dell'idrogeno neutro che può essere utilizzato per identificare tali oggetti lontani. Complessivamente i colori delle LBGs risultano più rossi di quello che ci si aspetterebbe per popolazioni giovani. Una trattazione completa del problema è stata fatta da Madau (1995)^{1*}, qui riporteremo solo i risultati finali utili. Il punto di partenza è un modello di tipo Poissoniano per la distribuzione delle nubi di gas, per cui vengono trascurate le possibili concentrazioni. Definendo $p(\tau_c, z)d\tau_c$ come il numero medio di assorbitori lungo la linea di vista nell'intervallo $(z, z+dz)$ con profondità ottica tra $(\tau_c, \tau_c+d\tau_c)$, possiamo stimare la probabilità $p(\tau, z)$ che τ_{tot} in una direzione casuale a distanza z sia compresa tra $(\tau, \tau+d\tau)$:

$$p(\tau, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ -2\pi i s \tau + \int_0^z [\tilde{p}(s, z') - \tilde{p}(0, z')] dz' \right\} ds$$

Formula 10

dove $\tilde{p}$ indica la trasformata di Fourier rispetto a τ_c del numero di assorbitori appena introdotto. Se volessimo considerare il contributo di

^{1*} Piero Madau: Radiative transfer in a clumpy universe: the colors of high-redshift galaxies; The astrophysical journal (1 Marzo 1995).

diverse popolazioni alla probabilità, $p(\tau)_{\text{tot}}$ sarebbe semplicemente data dalla convoluzione di $p_1(\tau)$ con $p_2(\tau)$, mentre τ_{tot} dalla somma di τ_1 con τ_2 .

Il flusso medio osservato da terra è dato da:

$$\langle f(v_{\text{oss}}) \rangle = \frac{(1+z_{\text{em}})L(v_{\text{em}})}{4\pi d_L^2} \langle e^{-\tau} \rangle \quad \text{con} \quad v_{\text{oss}} = \frac{v_{\text{em}}}{(1+z_{\text{em}})}$$

Formula 11

dove d_L è la distanza di luminosità a z_{em} . La trasmissione lungo la linea di vista è:

$$\begin{aligned} \langle e^{-\tau} \rangle &= \int e^{-\tau} \cdot p(\tau) d\tau = \\ &= \exp \left\{ \int_0^{z_{\text{em}}} \int \frac{\partial^2 N}{\partial N_{\text{HI}} \partial z} [1 - e^{-\tau_c}] dN_{\text{HI}} dz \right\} \end{aligned}$$

Formula 12

con τ_c profondità ottica attraverso una nube a frequenza $\nu = \nu_{\text{oss}}(1+z)$ e $(\partial^2 N / \partial N_{\text{HI}} \partial z)$ distribuzione della densità di colonna degli assorbitori lungo il cammino, in funzione della densità colonnare e del redshift.

Il termine contenente la derivata seconda ha un andamento del tipo:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial N_{\text{HI}} \partial z} = \begin{cases} 2.4 \cdot 10^7 \cdot (1+z)^{2.46} \cdot N_{\text{HI}}^{-1.5} \\ 1.9 \cdot 10^8 \cdot (1+z)^{0.68} \cdot N_{\text{HI}}^{-1.5} \end{cases}$$

nei casi

$$\begin{aligned} (2 \cdot 10^{12} < N_{\text{HI}} < 1.59 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}) \\ (1.59 \cdot 10^{12} < N_{\text{HI}} < 10^{20} \text{ cm}^{-2}) \end{aligned}$$

Formula 13

che si ricava convertendo la dipendenza di $(\partial^2 N / \partial N_{\text{HI}} \partial z)$ da N_{HI} in quella da W , cioè la larghezza equivalente delle righe per la foresta di Lyman, attraverso la curva di crescita con parametro Doppler analogo per tutti gli assorbitori. In particolare $(\partial^2 N / \partial W \partial z)$ è nota nel caso della Ly α e ha una forma variabile in base a W :

$$\frac{\partial^2 N}{\partial W \partial z} = \begin{cases} \frac{N_0}{W^*} \cdot e^{-W/W^*} \cdot (1+z)^{2.46} \\ \frac{3.4}{W^*} \cdot \left(\frac{W}{W^*}\right)^{-\beta} \cdot (1+z)^{2.46} \end{cases} \quad \text{casi} \quad \begin{matrix} W < 0.2 \text{ \AA} \\ W > 0.2 \text{ \AA} \end{matrix}$$

Formula 14

dove consideriamo $N_0=12.2$, $W^*=0.3 \text{ \AA}$ e $\beta=1.5$. Circa due terzi degli assorbitori del limite di Lyman, ovvero dell'ultima riga della serie, sono associati a linee degli elementi pesanti. Notato ciò, Formula 14 deve essere leggermente modificata come segue:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial W \partial z} = \frac{3.4}{W_*} \cdot e^{-W/W_*} \cdot (1+z)^{0.68}$$

Formula 15

valida per $0.5 < W < 2 \text{ \AA}$. A questo punto si traduce tale relazione in termini di abbondanze attraverso la curva di crescita, come detto in precedenza, per ottenere Formula 13.

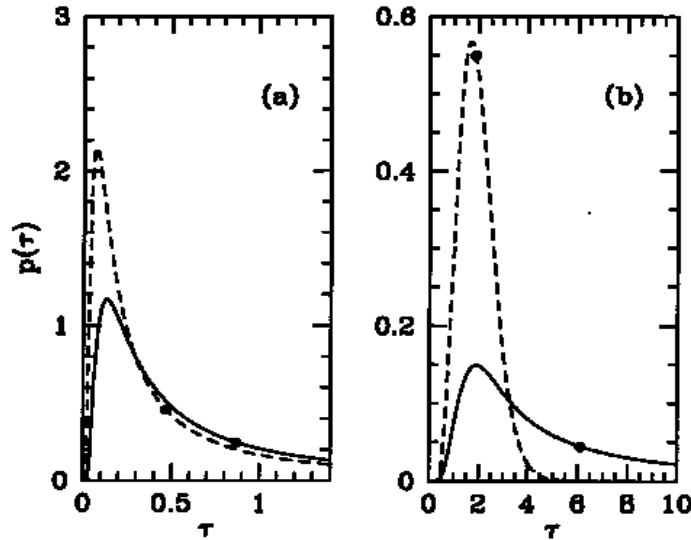


Figura 3: Distribuzione della densità di probabilità per la profondità ottica totale in una direzione casuale a $z_{em}=3.5$. Il pannello a sinistra mostra l'andamento per il line blanketing per la riga Ly α in curva tratteggiata, mentre quello per l'insieme di Ly α , Ly β , Ly γ e Ly δ per quella continua. La parte destra invece rappresenta il contributo della foresta di Lyman e dei sistemi a limite di Ly per il tratto continuo, mentre quello della sola foresta per l'altro.

Complessivamente in Figura 3 vengono mostrati i vari contributi all'assorbimento in funzione della profondità ottica e della probabilità $p(\tau)$.

Possiamo definire ora la profondità ottica effettiva:

$$\tau_{eff} = -\ln(< e^{-\tau} >)$$

Formula 16

Che servirà per esprimere l'effetto di opacità cosmica sull'intensità del continuo a lunghezze d'onda minori della Ly α nel sistema di riferimento dell'emettitore. Dato inoltre che il filtro più blu nelle osservazioni da terra è l'Un, allora le sorgenti sullo sfondo saranno soggette al solo assorbimento dell'idrogeno neutro del materiale $z > 2$.

Per $\lambda_\beta \cdot (1+z_{em}) < \lambda_{oss} < \lambda_\alpha \cdot (1+z_{em})$ dove $\lambda_\beta = 1026 \text{ \AA}$ e $\lambda_\alpha = 1216 \text{ \AA}$, si ha che il contributo della foresta di Lyman è:

$$\tau_{eff} = 0.0036 \left(\frac{\lambda_{oss}}{\lambda_\alpha} \right)^{3.46}$$

Formula 17

L'attenuazione del continuo dovuto alla sola Lyman α è pari ad 1 mag per galassie a $z_{em} \geq 4$, per cui è significativo. Un contributo notevole a tale processo è dato dalle righe di ordini superiori della serie nel caso in cui $\lambda_{oss} < \lambda_\beta \cdot (1+z_{em})$. Tenendo conto di questo effetto si avrà più in generale:

$$\tau_{eff} = \sum_{j=2,i} A_j \left(\frac{\lambda_{oss}}{\lambda_i} \right)^{3.46}$$

Formula 18

dove con i indichiamo l'ordine della riga e con A_j un parametro proprio di ogni linea spettrale. I metalli invece non danno un contributo notevole a tale processo.

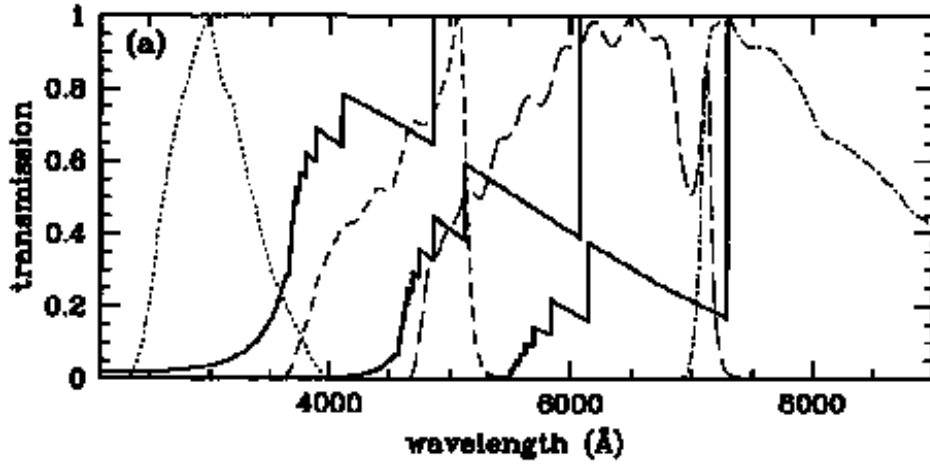


Figura 4: Trasmissione cosmica media per oggetti a $z_{em}=3, 4$ e 5 in funzione di λ_{oss} . Il profilo caratteristico a scala è dovuto alla copertura da parte delle righe della serie di Lyman. Le curve tratteggiate invece rappresentano le quattro bande passanti usate nell'HDF, in particolare: F300W a punti, F450W a tratti brevi, F606W a tratti lunghi e F814W a tratto misto.

La trasmissione cosmica media $\langle e^{-\tau} \rangle$ di una sorgente a diversi valori di z_{em} ha un profilo a scala dovuto al fatto che i fotoni emessi a z_{em} e osservati a $\lambda_{oss} < 912 \cdot (1+z_{em}) \text{ Å}$ soffrono dell'attenuazione da parte di: serie di Lyman per nubi a $z=(\lambda_{oss}/\lambda_{\alpha})-1$, $(\lambda_{oss}/\lambda_{\beta})-1$, $(\lambda_{oss}/\lambda_{\gamma})-1$ eccetera e assorbimento fotoelettrico del materiale a $z_{ass} > (\lambda_{oss}/912)-1$. Si veda Figura 3. I colori osservati perciò saranno arrossati e quindi le righe si sposteranno dentro o fuori le diverse bande al variare del redshift. Tenendo conto di questo la trasmissione non sarà più semplicemente $\langle e^{-\tau} \rangle$, ma come si vede in Formula 19 una media sulla banda passante:

$$Q(z_{em}) = \int e^{-\tau_{eff}} \cdot T(\lambda) d\lambda$$

Formula 19

dove con $T(\lambda)$ abbiamo indicato la trasmissione normalizzata del filtro. Guardando ora Figura 5 riusciamo a capire gli effetti in termini di magnitudini dell'arrossamento complessivo.

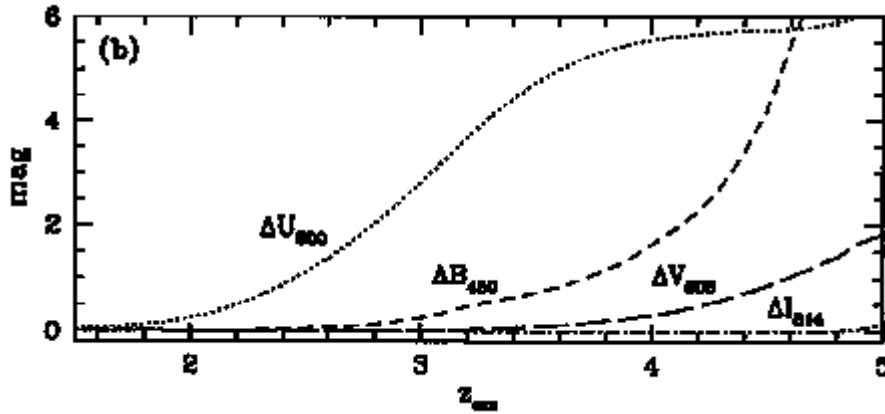


Figura 5: Incrementi di magnitudine nei casi di filtri U_{300} , B_{450} , V_{606} e I_{814} calcolati grazie alla formula 15, ovvero tenendo conto degli effetti di attenuazione sulle bande passanti.

Prendendo per esempio ΔU_{300} si vede che da $z_{em}=3$ in poi l'assorbimento per la foresta di Lyman è molto intenso e provoca un aumento di magnitudini pari a $\Delta U_{300} \approx 2.8$ mag, il che implica che le sorgenti o appaiano molto rosse nell' U_{300} - B_{450} o addirittura non siano osservabili in tale filtro. Questo contributo deve essere sommato ad un termine che dipende dal redshift dell'emettitore per ottenere la correzione-K, cioè quell'insieme di procedure sullo spettro che permettono di confrontarlo con quello di altri oggetti senza dover tener conto delle diverse distanze in gioco. Si può infine tener conto anche delle fluttuazioni dal valor medio, che si stimano essere abbastanza piccole. A questo proposito si possono paragonare banda B e Un e vedere che la seconda mostra un ΔU_n maggiore a causa dell'opacità fotoelettrica dei sistemi ricchi di metalli, che è da sommare all'assorbimento. Infatti la probabilità di intersecare tali regioni è abbastanza alta in questa banda, ovvero corrisponde a circa un 80%.

Passiamo ora ad usare questi risultati per identificare le galassie a grandi distanze attraverso survey a banda larga. In termini di magnitudine i colori possono essere descritti attraverso la Formula 20:

$$m_{AB} = -2.5 \cdot \log \int f(\nu) \cdot e^{-\tau_{eff}} \cdot T(\nu) d\nu - 48.6$$

Formula 20

dove con $f(\nu) \cdot e^{-\tau_{eff}}$ si indica la potenza media incidente. Dal momento che non conosciamo in dettaglio le caratteristiche delle stelle in gioco non possiamo predire con certezza la distribuzione spettrale di energia (SED) e quindi i colori. Prendiamo come rappresentativi due tipi di galassia: il primo avrà una metallicità solare, un tasso di formazione stellare (SFR) costante, una funzione di massa iniziale (IMF) secondo la legge di Salpeter con tagli a 0.1 e 125 $M_{\odot}$ e che ignori gli effetti dell'HI locale. Il secondo sarà uno starburst caratterizzato quindi da una SFR iniziale alta, mentre i modelli intermedi sono contraddistinti da una decrescita esponenziale di tale caratteristica. Quello che si ottiene è che i colori si arrossano man mano che aumenta z a causa dell'assorbimento intergalattico, inoltre si vede che gli oggetti intrinsecamente blu o rossi seguono cammini simili nel piano colore-redshift. I salti presenti fra bande passanti adiacenti sono dovuti all'opacità, si veda la Figura 6.

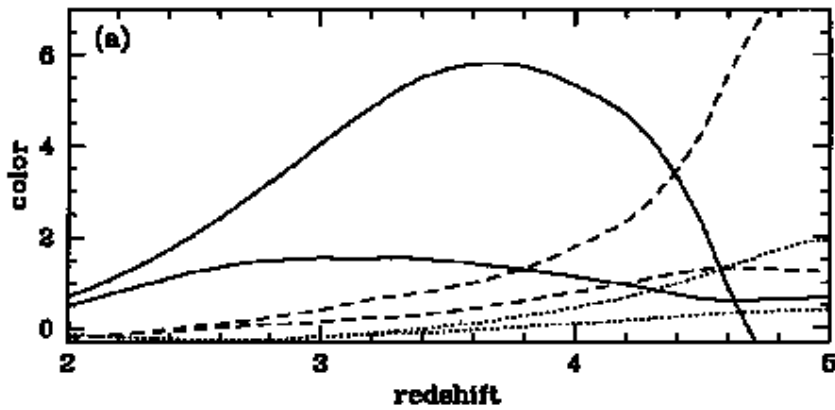


Figura 6: Colori sintetici apparenti di una galassia con formazione stellare costante in funzione di z . La curva superiore di ogni coppia determina i colori attenuati, mentre quella inferiore il caso in cui l'assorbimento sia trascurabile. In particolare abbiamo: $U_{300}-B_{450}$ per le curve continue, $B_{450}-V_{606}$ per quelle a tratti e $V_{606}-I_{814}$ per quelle a punti.

A questo punto possiamo formulare i criteri di selezione citati nel capitolo precedente per separare sorgenti vicine e lontane, basandoci sull'effetto del limite di Lyman e dell'idrogeno neutro intergalattico sugli spettri. Il lavoro fatto di seguito vale per le osservazioni con HST, analogamente si ricavano

quelli da terra. Il punto di partenza è la sintesi di molti spettri che incorporino diverse storie, età, metallicità e opacità da polvere la quale deve tener conto della legge di assorbimento citata nel capitolo 1.1.3. Non vengono incluse invece righe in emissione. I redshift di tali spettri coprono un intervallo molto vasto pari a $0.1 < z < 7$. Dividiamo due casi principali: F300W-dropout e F450W-dropout legati a distanze diverse.

1.2.1 F300W dropout

Gli oggetti di questo gruppo sono a $2 < z < 3.5$ e lo studio dei loro colori interessa il piano $U_{300}-B_{450} - B_{450}-I_{814}$. Le galassie di questo tipo occupano la zona in alto a sinistra del grafico in Figura 6 e per cui hanno colori simili in $U_{300}-B_{450}$, ma rossi in $B_{450}-I_{814}$. Per identificarli dobbiamo considerare gli oggetti con:

$$\begin{aligned} U_{300} - B_{450} &> 1.3 & U_{300} - B_{450} &> B_{450} - I_{814} + 1.2 \\ B_{450} - I_{814} &< 1.5 \end{aligned}$$

Formule 21

Le limitazioni trovate sono leggermente diverse da quelle espresse nelle Formule 4, ma comunque in accordo. L'efficienza del metodo può essere provata considerando il numero di oggetti all'interno dei limiti in funzione del redshift. La maggior parte di questi si trova tra $2 < z < 4$ mentre nessuno è al di sotto di $z=1.5$ o sopra a 4, quelli mancanti o sono troppo vecchi oppure sono talmente arrossati da non rientrare nella linea del $B_{450}-I_{814}$. Complessivamente l'efficienza è stimata essere del 90%.

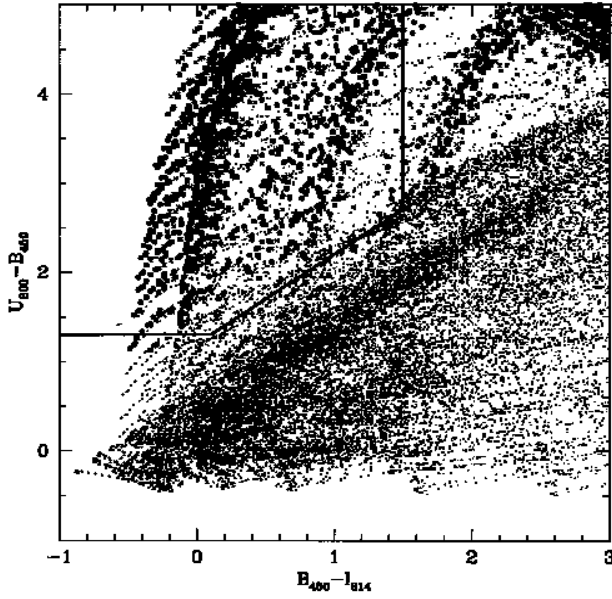


Figura 7: Il diagramma colore-colore rappresenta 103879 spettri sintetici che considerano diverse caratteristiche come età, metallicità eccetera. Le galassie che sono rappresentate dai punti più estesi hanno $2 < z < 3.5$. Le età sono minori di 10^8 anni e l'estinzione è pari a $A_B < 1$. Gli oggetti all'interno del poligono sono quindi quelli considerati nella selezione.

1.2.2 F450W dropout

In modo analogo possiamo procedere per il secondo caso prendendo il diagramma con assi cartesiani $B_{450}-V_{606} - V_{606}-I_{814}$, di conseguenza l'intervallo di distanza sarà $3.5 < z < 4.5$. Gli oggetti contaminanti presentano un colore $V_{606}-I_{814}$ blu dovuto alla componente di assorbimento a $2200 \text{ \AA}$ che viene spostata all'interno della banda F814W, mentre un $B_{450}-V_{606}$ più rosso. I candidati quindi dovranno avere:

$$\begin{aligned} (B_{450} - V_{606}) &> 1.5 & (B_{450} - V_{606}) &> 1.7 \cdot (V_{606} - I_{814}) + 0.7 \\ (B_{450} - V_{606}) &< 3.5 \cdot (V_{606} - I_{814}) + 1.5 & (V_{606} - I_{814}) &< 1.5 \end{aligned}$$

Formule 22

che sono del tutto analoghe e in accordo con la selezione introdotta nelle Formule 5. Come per il caso precedente possiamo rappresentare graficamente tali limiti, si veda la Figura 8. Il criterio anche questa volta si dimostra molto efficiente nonostante il pericolo di contaminazione sia più alto. Un'ulteriore complicanza sta nel fatto che non siano possibili delle conferme spettroscopiche perché sorgenti troppo lontane.

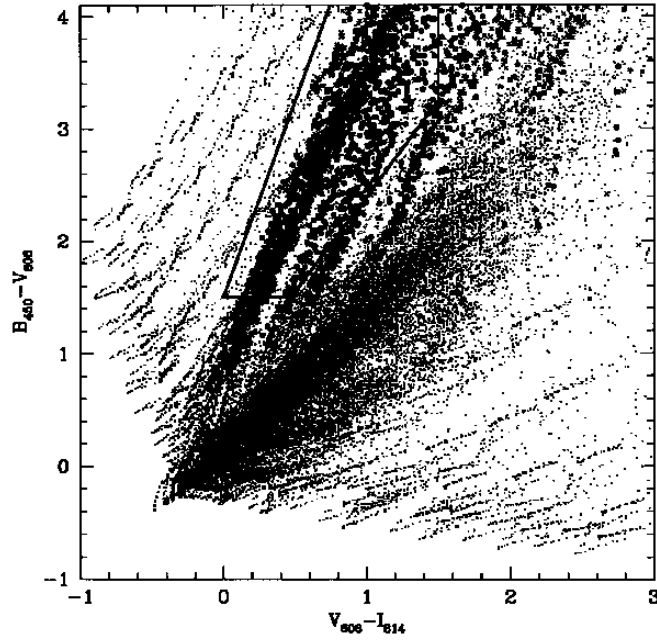


Figura 8: Il diagramma colore-colore rappresenta un insieme di galassie dove quelle al di fuori dell'intervallo studiato sono dei punti di piccola misura, mentre quelle all'interno sono indicate dai punti estesi. Come nel caso precedente il poligono determina l'area all'interno della quale si trovano i candidati a $3.5 < z < 4.5$

Capitolo 2

Caratteristiche degli oggetti osservati

Dalle prime identificazioni spettroscopiche si è capito che le galassie Lyman break in realtà costituiscono un insieme di oggetti di natura simile, in particolare sono sede di una grande formazione stellare. Paragonando infatti lo spettro di queste sorgenti con uno locale dello stesso tipo le somiglianze trovate sono parecchie: il continuo è intenso e blu, il che implica una produzione di stelle di tipo O e B, è più arrossato rispetto alle predizioni per una distribuzione di energia senza polvere ed inoltre sono presenti forti righe in assorbimento come C, O, Si eccetera. Alcune di queste caratteristiche vengono tradotte come il segno di un forte arricchimento chimico da parte delle LBGs, ma non possono essere usate per calcolarne la quantità di metalli dal momento che sono linee molto saturate. Infine sono presenti anche dei forti flussi uscenti su grande scala tipici sempre delle galassie starburst. Nonostante le molte somiglianze si possono notare anche delle differenze, come nella larghezza delle righe; queste e altre proprietà verranno trattate più in dettaglio nelle sezioni seguenti.

2.1 Tasso di formazione stellare (SFR)

La quantità che permette di ottenere il contributo di una sorgente al budget totale dell'universo e di capire a che evoluzione è andata in contro è il tasso di formazione stellare. Se non ci fosse assorbimento da polveri lo SFR sarebbe proporzionale alla luminosità nel lontano ultravioletto, più in dettaglio la conversione viene fatta attraverso modelli sintetici di popolazione che assumano una legge di Salpeter per la funzione di massa

iniziale e che la durata dell'attività di formazione sia molto lunga. Si ottiene così Formula 23:

$$SFR \frac{M_{\odot}}{yr} = 1.4 \cdot 10^{-28} L_v(\lambda_{1500})$$

Formula 23

valida nell'intervallo $1250 < \lambda < 2500 \text{ \AA}$ e dove L_v è la densità di luminosità in $\text{erg}/(\text{s} \cdot \text{Hz})$. In alcuni casi tale equazione sovrastima la formazione reale, inoltre è difficilmente applicabile perché spesso la radiazione UV non è osservabile data la quantità di polvere attorno all'oggetto. Nonostante ciò, trovare l'emissione ultravioletta è ancora il modo più economico ed efficiente per scoprire questo tipo di galassie. Per i starburst esiste una stretta dipendenza tra il continuo UV e l'attenuazione totale, si riesce perciò a calibrare i colori osservati in termini di assorbimento per poi trovare la luminosità intrinseca e il tasso di formazione.

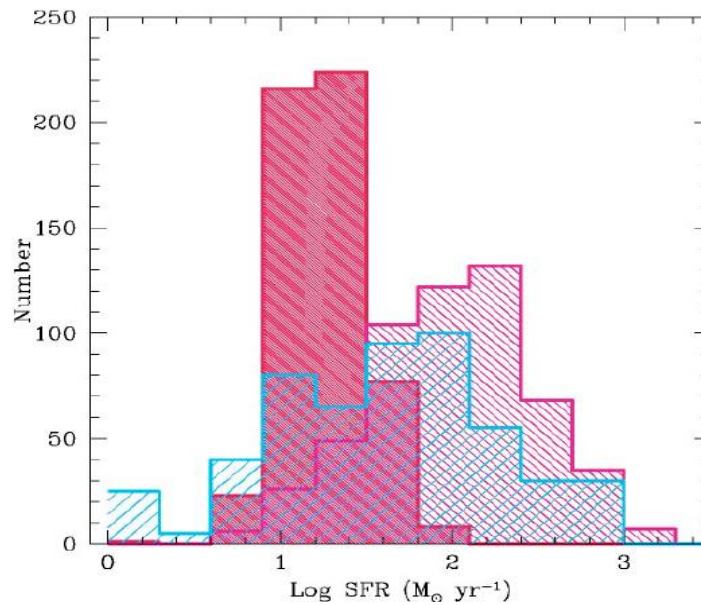


Figura 9: Il grafico mostra la distribuzione del tasso di formazione stellare per gli U-dropout sia con osservazioni da terra che per l'HDF. L'istogramma in rosso indica le SFR calcolate dalla luminosità UV senza alcuna correzione, quello in fucsia i tassi corretti per l'effetto delle polveri (con una legge che determini $E(B-V)$ attraverso i colori osservati e predetti, assumendo una SFR costante), infine per quello in azzurro è stata derivata da procedure di fitting di modelli sintetici per ottenere lo spettro più adatto.

La distribuzione spettrale di energia ottica e ultravioletta e l'emissione del lontano infrarosso suggeriscono che le proprietà riguardanti le polveri delle galassie Lyman break siano analoghe a quelle degli starburst e che quindi possa essere utilizzata la stessa legge.

Come si vede in Figura 9 è possibile applicare due metodi per ricavare la quantità in questione, infine è dimostrato un accordo tra le tecniche. I risultati vanno oltre le $10^2 M_{\odot}/\text{yr}$, alcune galassie infatti mostrano valori della SFR pari a $10^3 M_{\odot}/\text{yr}$ il che implica l'assemblamento di circa $10^{11} M_{\odot}$ in 1 Gyr. Una misura indipendente si può ottenere dalle righe in emissione in ottico, in particolar modo dall' $H\beta$ e $H\alpha$, dove l'effetto di estinzione è meno pronunciato rispetto all'UV. Pettini et al. (2001)^{2*} fece uno studio comparato dei due metodi su un campione di 14 galassie trovando che in realtà il risultato non sia significativamente diverso, infatti entrambi gli indicatori non corretti per l'effetto delle polveri, portano ad analoghi tassi di formazione. Si veda la Figura 10.

La formula utilizzata per calcolare la SFR nel caso della riga dell'idrogeno è:

$$SFR \frac{M_{\odot}}{\text{yr}} = 7.9 \cdot 10^{-42} L_{\nu}$$

Formula 24

dove questa volta L_{ν} sarà relativa all' $H\beta$. Formula 23 dà risultati maggiori del 40% rispetto a 24, ma entrambe sono soggette ad incertezze significative che si spera siano semplificabili considerando il rapporto $SFR_{H\beta}/SFR_{UV}$. Una possibile spiegazione di tale discrepanza è data dalla perdita di luce attraverso la fenditura dello spettroscopio per ottenere la $SFR_{H\beta}$ dato che per ricavare il valore di quella in ultravioletto si utilizza la fotometria a banda larga, ciò porterebbe ad una sottostima del circa 50%.

² *Max Pettini, Alice E. Shapley, Charles C. Steidel, Jean-Gabriel Cuby, Mark Dickinson, Alan F. M. Moorwood, Kurt L. Adelberger e Mauro Giavalisco: The rest-frame optical spectra of Lyman break galaxies: star formation, extinction, abundances and kinematics; The astrophysical journal (20 Giugno 2001).

Nonostante queste differenze, che potrebbero essere generate dal piccolo campione considerato, si osserva che entrambe le quantità presentano una buona stima della grandezza in esame e sono abbastanza in accordo.

FLUXES AND STAR FORMATION RATES ^a									
Galaxy (1)	$z_{\text{H}\alpha}$ ^b (2)	$\mathcal{R}$ (3)	$(G-\mathcal{R})_{\text{corr}}$ ^c (4)	L_{1500} ^d (5)	$F_{\text{H}\beta}$ ^e (6)	$W_{\text{H}\beta}$ ^f (7)	$L_{\text{H}\beta}$ ^g (8)	$\text{SFR}_{\text{H}\beta}$ ^h (9)	SFR_{UV} ⁱ (10)
CDFa C8	3.0752	23.72	0.62	2.2	1.1 ± 0.2	19	0.92	20	30
CDFa C1	3.1147	23.53	0.32	2.9	3.4 ± 1	28	2.9	63	40
Q0201+113 C6	3.0548	23.92	0.29	2.0	1.0 ± 0.4	19	0.78	17	27
Q0256-000 C17	3.2796	23.89	0.27	2.3	≤ 0.45	≤ 8	≤ 0.43	≤ 9	32
Q0347-383 C5	3.2337	23.82	0.15	2.0	≤ 1.7	≤ 27	≤ 1.6	≤ 34	28
B2 0902+343 C12	3.3866	23.63	0.49	3.0	2.7 ± 0.3	37	2.8	61	42
West MMD11	2.9816	24.05	0.80	1.5	1.2 ± 0.3	5	0.92	20	21
Q1422+231 D81	3.1037	23.41	0.15	3.2	4.1 ± 0.4	43	3.4	74	45
SSA22a MD46	3.0855	23.30	0.07	3.2	≤ 2.3	≤ 31	≤ 1.9	≤ 41	44
SSA22a D3	3.0687	23.37	0.64	2.7	1.3 ± 0.3	25	1.1	24	38
DSF 2237+116a C2	3.3176	23.55	0.54	3.1	3.5 ± 0.4	25	3.5	75	44
Other objects:									
B2 0902+343 C6	3.091	24.13	0.18	1.7	3 ± 1	40	2.5	54	24
West CC13	3.4062	23.64	0.38	3.0	$\leq 1.4^j$	≤ 22	≤ 1.5	≤ 32	42
MS 1512-cB58 ^k	2.7290	24.10	0.72	1.1	1.35 ± 0.2	26	0.83	18	16

Figura 10: La tabella mostra le osservazioni relative a 14 galassie e ai rispettivi tassi di formazione. Come si può vedere dalle ultime due colonne i valori ricavati secondo i due metodi (riga H β e continuo UV) sono abbastanza in accordo almeno sull'ordine di grandezza, tranne in alcuni casi.

2.2 Abbondanze chimiche

Le abbondanze chimiche sono molto importanti per fare dei collegamenti tra le galassie Lyman break e le attuali. Come detto prima le righe di questi spettri sono saturate e quindi risulta difficile ricavarne l'arricchimento chimico subito, infatti i valori ottenuti vanno da 1/1000 a quella solare. Il primo studio fatto considerava una galassia lensata a $z=2.73$ per la quale la metallicità era pari ad 1/3 di quella solare. Il procedimento teorico si basava sulla riga Ly α dalla quale si ricavò alla densità di colonna dell'idrogeno neutro per poi convertirla in abbondanze del mezzo interstellare. In un secondo momento si ampliò il campione aggiungendo altre quattro sorgenti con lo scopo di calcolare la quantità di ossigeno rispetto a quella di idrogeno utilizzando

l'indice R_{23} , ovvero il rapporto tra $[OII]+[OIII]$ nei confronti di $H\beta$. Il valore di tale parametro è dato dalla Formula 25:

$$R_{23} = \frac{F_{5007} + F_{4959} + F_{3727}}{F_{H\beta}}$$

Formula 25

dove $F_{5007,4959,3727,H\beta}$ indicano rispettivamente il flusso delle righe in gioco espresso in $\text{erg}/(\text{cm}^2\cdot\text{s})$. I risultati sono elencati nella tabella in Figura 11.

LINE FLUXES AND THE ABUNDANCE OF OXYGEN										
Galaxy (1)	z_{HII}^a (2)	K_{AB}^b (3)	M_B^c (4)	$F_{H\beta}^d$ (5)	F_{5007}^d (6)	F_{4959}^d (7)	F_{3727}^d (8)	$\log R_{23}^e$ (9)	$12 + \log (O/H)_{10}^f$ (10)	$12 + \log (O/H)_{up}^g$ (11)
Q0201+113 C6	3.0548	23.35	-22.20	1.0 ± 0.4	4.0 ± 0.4	1.6 ± 0.3	1.8 ± 0.3	0.66-1.03	7.62-8.37	8.32-8.78
B2 0902+343 C12....	3.3866	(22.89)	(-22.84)	2.7 ± 0.3	7.4 ± 0.3	3.4 ± 0.3	3.9 ± 1.3	0.66-0.79	7.62-7.94	8.63-8.78
Q1422+231 D81	3.1037	(22.67)	(-22.91)	4.1 ± 0.4	18 ± 1	7.5 ± 0.5	4.0 ± 0.7	0.80-0.91	7.75-8.02	8.55-8.69
SSA22a D3	3.0687	22.97	-22.59	1.3 ± 0.3	8.5 ± 0.4	1.9 ± 0.5^b	3.2 ± 0.6	0.90-1.09	8.04-8.50	8.23-8.55
Other objects:										
MS 1512-cB58 ⁱ	2.7290	23.30	-22.04	1.35 ± 0.2	4.9 ± 0.25	1.3 ± 0.4	4.25 ± 0.4	0.82-0.95	8.01-8.29	8.39-8.59

Figura 11: La tabella indica le quantità necessarie per ricavare il valore dell'indice R_{23} e quindi l'abbondanza dell'ossigeno rispetto all'idrogeno. I risultati finali sono elencati nelle ultime due colonne.

Come si capisce dalla figura sopra in realtà le LBGs mostrano una relazione doppia tra R_{23} e il rapporto O/H , il che porta a due possibili risultati relativi al braccio superiore ed inferiore in Figura 12. Dai grafici si evince che solo nell'ultimo caso non si ha degenerazione e si trova che O/H va da $1/6$ ad $1/2$ del solare. Negli altri casi il valore oscilla tra quello del mezzo interstellare in prossimità della nostra stella e quello delle galassie HII a bassa luminosità. In principio il problema potrebbe essere risolto usando una relazione tra altre righe come $[NII]/H\alpha$, ma tale procedimento è stato possibile solo per tre oggetti in esame. In generale questa teoria non è applicabile dato che per sorgenti a $z \approx 3$ le righe da considerare cadono oltre la banda K e quindi fuori dall'intervallo spettrale studiato. Vogliamo infine considerare anche il ruolo della massa sull'arricchimento chimico. Si sa che le galassie attuali presentano un legame chiaro tra luminosità in banda B e quantità di ossigeno nelle regioni HII in grado di essere esteso oltre i tipi

morfologici. Dal grafico metallicità-luminosità si osserva che le galassie Lyman break non seguono lo stesso andamento delle locali, l'interpretazione più diretta sarebbe quindi che questi oggetti abbiano un rapporto M/L più piccolo rispetto a quello delle sorgenti attuali.

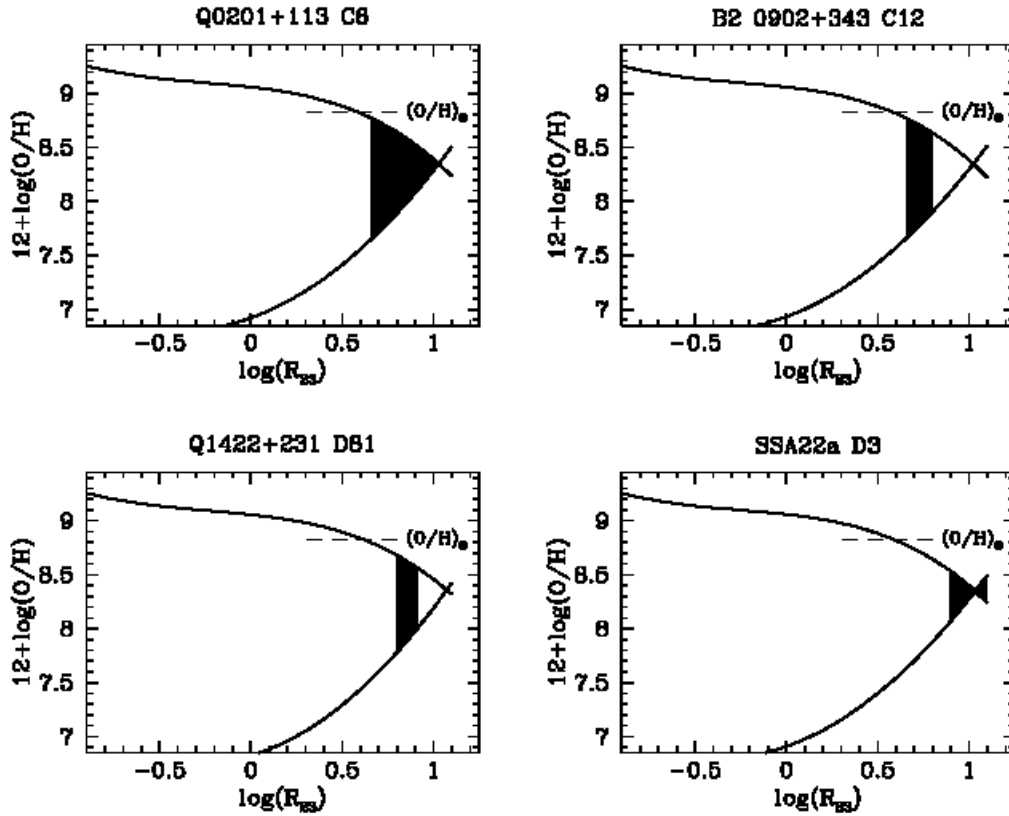


Figura 12: Graficamente viene rappresentato il significato della relazione tra R_{23} e l'abbondanza in ossigeno, i due bracci indicano la doppia valenza della funzione. I quattro pannelli si riferiscono ai nuovi oggetti considerati, la linea tratteggiata alla stima del rapporto solare e l'area ombreggiata alla misura fatta con rispettivo errore di 1σ .

2.3 Massa

Un'altra quantità che lega le galassie a varie epoche è la massa che viene misurata attraverso osservazioni nel visibile o lunghezze d'onda maggiori, dato che in UV si vedrebbero solo gli oggetti più massivi e giovani. Attualmente ci si concentra sulla fotometria in ottico e quindi nell'ultravioletto nel sistema di riferimento della sorgente. I modelli sintetici di popolazione

usati si basano su parametri che o possono variare durante la procedura, come l'età e l'estinzione, oppure restano costanti, come la metallicità e l'IMF. Nel tempo sono stati fatti vari tentativi che hanno portato ad una procedura di fitting in grado di vincolare la massa e sia praticamente indipendente dalle assunzioni riguardo alla funzione di massa iniziale e alla metallicità. Figura 13 mostra i risultati di due tipologie di oggetti considerando sia le osservazioni da terra (pannello in alto) che da HST (pannello in basso). Si deduce che la massa delle LBGs spazia da quella delle galassie attuali, cioè $\approx 10^{11} M_{\odot}$, alle nane.

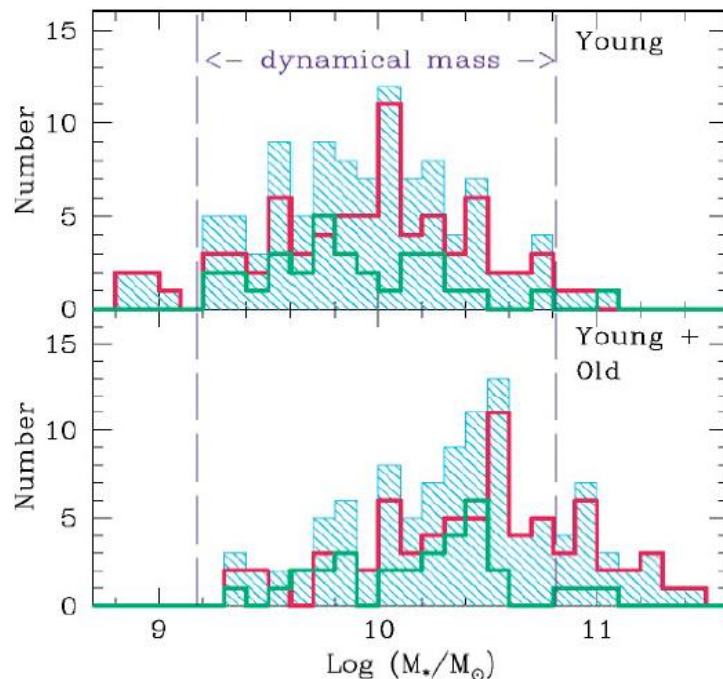


Figura 13: I grafici mostrano il numero di oggetti in funzione al rapporto tra la loro massa e quella solare. La curva in rosso rappresenta il campione di oggetti da terra, quello in verde da HST e l'area in azzurro la somma dei due. Nel pannello superiore sono stati presi solo gli oggetti giovani, mentre nell'inferiore l'insieme delle due età.

Alternativamente si possono ricavare informazioni sul valore della massa dalle emissioni in ottico di [OII], [OIII] e H β passando per la cinematica (si veda il capitolo 2.6). La velocità trovata va da 60 a 120 km/s e assumendo che l'allargamento delle righe sia dovuto a movimenti gravitazionali, possiamo ottenere la massa viriale dalla Formula 26:

$$M_{vir} = \frac{v^2 \cdot r_{1/2}}{G}$$

Formula 26

dove con $r_{1/2}$ s'intende il raggio per il quale la luminosità è paria alla metà della totale, facendo questo implicitamente è stata assunta una forma circolare o a disco. Il risultato va da 10^{10} a $10^{11} M_{\odot}$ e quindi è completamente in accordo con quello trovato prima. Esistono però due problemi: uno legato alla limitazione della luminosità da parte del fattore di redshift $(1+z)^4$ che renderà visibile l'oggetto solo nelle zone centrali più luminose e l'altro all'allineamento dello spettrografo lungo l'asse maggiore della galassia, dato che non sappiamo se sia veramente presente. Da queste considerazioni possiamo quindi dire che in realtà quella data è una sottostima della massa totale, in particolare un valore più corretto sarebbe di $10^{12} M_{\odot}$.

Un terzo metodo si basa sul clustering spaziale che si registra tra $z \approx 3$ e $z \approx 4$. Partendo dallo spettro di potenza si ricavano densità volumetrica e lunghezza di correlazione spaziale per poi convertirli in massa. Per gli U-dropout il valore calcolato è $5 \cdot 10^{10} < M < 5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, il quale è in accordo con la prima stima fatta ma non con la dinamica. In ogni caso da questi studi è stato possibile vincolare il valore della massa delle LBGs solo con una grande incertezza.

2.4 Morfologia

Attraverso le telecamere di HST è stato possibile studiare la morfologia delle galassie nell'intervallo $2 < z < 4$. Si è partiti dall'ottico per poi passare all'infrarosso e ottenere una serie di caratteristiche comuni come l'irregolarità e il fatto che siano più compatte e piccole delle locali. Nonostante questo la morfologia risulta comunque molto varia. In generale non si può far riferimento alle classi di Hubble dato che non si riconoscono componenti come i bracci di spirale, uno sferoide o barre. Dall'analisi

isofotale è stato trovato un leggero profilo $r^{1/4}$ o esponenziale, quindi sembrerebbe esserci un collegamento con le ellittiche. Anche la dimensione media di $r_{1/2}$, pari a 3-5 kpc/h, porta a questa conclusione. È stato fatto infine un estremo tentativo di studio della curva di rotazione, il che imporrebbe la presenza di un disco che non è stato trovato, ma non ha avuto esito positivo. Complessivamente quindi le LBGs sono oggetti disturbati o frammentati con delle strutture compatte sede probabilmente della formazione stellare. Le galassie più simili a queste sono: i tipi più avanzati di spirali, le irregolari o i sistemi interagenti.

2.5 Proprietà di clustering

Dato che la tecnica del Lyman break ha lo scopo di ricavare un campione molto ampio di sorgenti, lo studio di questi oggetti ha permesso di ottenere informazioni sul clustering dell'universo primordiale. Il primo risultato fu $r_0 \approx 2.5$ Mpc/h applicando il metodo dello smorzamento dell'assorbimento Ly α , si capì quindi che a $z \approx 3$ erano presenti degli addensamenti. Come alternativa alla precedente si calcolò la funzione di correlazione angolare partendo da oggetti U-dropout osservati da terra e s'invertì la legge di Limber per avere quella spaziale, il valore ottenuto fu $r_0 \approx 4$ Mpc/h. Per l'HDF si utilizzarono le fluttuazioni del numero di conteggi in celle tridimensionali e r_0 risultò di 6 Mpc/h, ovvero più alto del precedente ma consistente con le barre d'errore. A differenza della precedente questa tecnica necessita della conoscenza del redshift di ogni sorgente e quindi include informazioni anche sulla coordinata spaziale. In un secondo momento vennero estese le osservazioni fino a $z \approx 4$ e si ricavò $r_0 \approx 3$ Mpc/h, ma il campione considerato fu molto piccolo per cui i valori ottenuti probabilmente rappresentano una sottostima del reale. Facendo simulazioni numeriche infatti si vede che il bias corrisponde al 15%. Nell'ipotesi che la legge di potenza abbia la forma seguente:

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma}$$

Formula 27

tali simulazioni riescono a dare stime sia di r_0 che dell'esponente γ . I risultati sono $r_0 \approx 4$ Mpc/h e $\gamma \approx 1.5 \pm 0.3$ che porta ad una pendenza meno profonda rispetto alla locale.

Si deduce perciò che le galassie Lyman break siano più addensate di quelle attuali. Questo è spiegabile in termini gravitazionali infatti ad un r_0 minore corrispondono sorgenti più massicce e quindi zone dove il campo di massa-densità è collassato, cioè aloni. Esiste quindi un legame tra la formazione stellare e tali regioni di materia oscura. Sebbene questa conclusione sia fondamentale, non conosciamo ancora molto sui meccanismi di sintesi stellare, per cui possiamo solo trarre delle informazioni generali: densità volumetrica e clustering delle LBGs sono simili a quelli degli aloni massicci ed inoltre le galassie più luminose si addensano più facilmente di quelle deboli. Ulteriori caratteristiche necessitano di simulazioni più estese ad N corpi.

2.6 Cinematica

Un parametro semplice da ricavare è la dispersione di velocità del gas HII lungo la linea di vista dal momento che serve solo una riga spettrale. Come detto nel capitolo 2.3, i valori di questa quantità si aggirano attorno ai 50-115 km/s e da qui si può ricavare una stima della massa che però non riflette il potenziale gravitazionale totale, ma solo quello delle zone centrali più luminose. Il problema fondamentale per gli oggetti a $z \approx 3$ è che non sappiamo se la larghezza delle righe misuri veramente la dispersione di velocità delle varie regioni galattiche oppure siano presenti anche dei deflussi e moti di origine non gravitazionale. Osservando due oggetti a tale distanza si è visto che nelle immagini bidimensionali le righe del doppietto dell'[OIII] sono inclinate, il che sembrerebbe collegato ad un andamento

regolare di velocità come nel caso dei dischi rotanti. In nessun caso studiato però c'è un'evidenza che tale emissione tracci una curva di rotazione.

Per le LBGs possiamo confrontare tre tipi di redshift: z_{HII} ricavato dalle righe nebulari, z_{abs} legato all'assorbimento interstellare ed infine $z_{\text{Ly}\alpha}$ ottenuto dall'emissione $\text{Ly}\alpha$. In Figura 14 vediamo i valori di tali grandezze per un campione di 17 oggetti nella seconda, ottava e nona colonna rispettivamente.

Galaxy	z_{HII}	K_{AB}	M_B	$\Delta v_{\text{IS,abs}}$ (km s^{-1})	$\Delta v_{\text{Ly}\alpha}$ (km s^{-1})	σ (km s^{-1})	$z_{\text{Ly}\alpha}$	z_{abs}
CDFa D18	3.1122	(23.00)	(-22.58)	-420:	+580:	79 ± 7	3.120:	3.106:
CDFa C8	3.0752	23.19	-22.37	-300	...	106 ± 6	...	3.071
CDFa C1	3.1147	22.42	-23.17	-270	...	≤ 63	...	3.111
Q0201+113 C6	3.0548	23.35	-22.20	-130	...	64 ± 4	...	3.053
Q0256-000 C17	3.2796	(23.15)	(-22.53)	+60	...	53 ± 4	...	3.280
Q0347-383 C5	3.2337	(23.08)	(-22.58)	+140	+730	69 ± 4	3.244	3.236
B2 0902+343 C12	3.3866	(22.89)	(-22.84)	-170	+640	87 ± 12	3.396	3.384
West MMD11	2.9816	21.33	-24.18	-170	+230	53 ± 5	2.985	2.979
Q1422+231 D81	3.1037	(22.67)	(-22.91)	-420	+260	116 ± 8	3.107	3.098
3C324 C3	3.2876	23.39	-22.29	-340	+530	76 ± 18	3.295	3.283
SSA22a MD46	3.0855	22.96	-22.61	-340	+380	67 ± 6	3.091	3.081
SSA22a D3	3.0687	22.97	-22.59	+460	+1280	113 ± 7	3.086	3.075
DSF 2237+116a C2.....	3.3176	22.18	-23.52	+100	+1070	100 ± 4	3.333	3.319
Other objects:								
Q0000-263 D6	2.966	22.46	-23.04	-440	+380	60 ± 10	2.971	2.961
B2 0902+343 C6.....	3.091	22.92	-22.65	-800:	+580	55 ± 15	3.099	3.080
West CC13	3.4062	23.04	-22.70	-420	+370	...	3.412	3.400
MS 1512-cB58	2.7290	23.30*	-22.04*	-390	+290	81	2.7326	2.7326

Figura 14: In tabella sono elencati gli oggetti osservati, i rispettivi valori dei redshift z_{HII} , $z_{\text{Ly}\alpha}$ e z_{abs} e le velocità legate.

I dati mostrano un andamento generale: in tre quarti dei casi le righe in assorbimento sono spostate verso il blu rispetto a quelle dell'HII mentre l'emissione $\text{Ly}\alpha$ sempre verso il rosso. Il valore di $\Delta v_{\text{IS,abs}}$ va da -200 a -400 km/s mentre quello di $\Delta v_{\text{Ly}\alpha}$ spazia un intervallo più ampio pari a +1100 e +200 km/s . L'interpretazione più semplice è che siano presenti dei deflussi su larga scala legati all'energia meccanica depositata dalle supernove e dai venti stellari. Probabilmente l'assorbimento che si ha di fronte alla stella rappresenta uno strato in espansione mentre lo spostamento verso il blu è dato dal materiale che si trova dietro all'oggetto. Tale comportamento può essere considerato come una sorta di super vento che dagli studi fatti necessiterebbe del 10% dell'energia cinetica totale dello starburst. Il

fenomeno presenta anche delle conseguenze come: una dimostrazione del processo di feedback necessario per regolare la formazione stellare, la spiegazione al deficit di metalli a grandi distanze che quindi verrebbero trasportati dal vento e dispersi su grandi volumi, il fatto che si genererebbero delle cavità nelle quali i fotoni si potrebbero muovere più facilmente attraverso il mezzo interstellare ed infine che l'energia meccanica depositata dalla formazione stellare possa essere legata alla reionizzazione.

Un collegamento interessante si ha tra questa espulsione di materiale e l'arricchimento chimico delle nubi che generano la foresta di Lyman. L'emissione del continuo UV di un oggetto con sintesi stellare in corso è indipendente dalla sua storia e può essere utilizzata come misura dell'emissione di elementi pesanti (MER). Il valore che ne si ricava è pari a:

$$\dot{\rho}_{z,IGM}(z=3) \approx (4 \cdot 10^{-4}) \cdot \frac{M_{\odot}}{\text{yr} \cdot \text{Mpc}^3} \cdot \frac{\Omega_{IGM}}{0.05} \cdot \frac{Z_{IGM}}{0.005 \cdot Z_{\odot}} \cdot \frac{0.5}{f_{inj}} \cdot \frac{t_H}{\Delta t}$$

Formula 28

dove Ω_{IGM} è il parametro della densità barionica legato alla Ly α , f_{inj} è la frazione di materiale iniettato nel mezzo intergalattico durante il tempo Δt e t_H il tempo di Hubble a $z=3$. Dagli studi di popolazioni stellari inoltre si sa che circa metà delle attuali, e quindi anche i metalli, si trovano nelle ellittiche e nei bulge delle spirali i quali pare abbiano subito una fase relativamente veloce di arricchimento. La conclusione più diretta è che tali sorgenti in realtà siano LBGs evolute, purtroppo però se questo fosse vero il tasso di formazione stellare dovrebbe essere di 50 o 100 $M_{\odot}/\text{yr}$ il che non è in accordo con il valore ricavato di 20 $M_{\odot}/\text{yr}$. Sembrerebbe quindi esserci una carenza di oggetti brillanti a grandi redshift, la questione per il momento è ancora aperta.

2.7 Funzioni di luminosità

Un altro dato fondamentale è la funzione di luminosità che è stata misurata sia per oggetti a $z \approx 3$ che a $z \approx 4$ per osservazioni da terra e da HST. In Figura 15 sono mostrati i risultati.

Prendendo solo le osservazioni da terra si nota un buon accordo tra l'andamento di Schechter e i dati ricavati, mentre per quelle da HST non si può dire lo stesso dato che rappresentano un campione ristretto perchè risulta difficile ricavarne la distanza. Per le prime possiamo anche quindi esprimere i due parametri fondamentali che determinano la funzione: la luminosità caratteristica, cioè quella delle galassie che dominano fotometricamente, che è $m^* = 24.5$ a $z \approx 3$ e $m^* = 25.0$ a $z \approx 4$, mentre la densità di volume è $\Phi^* = 1.6 \cdot 10^{-2} \text{ h}^3/\text{Mpc}^3$ per gli U-dropout e $\Phi^* = 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ h}^3/\text{Mpc}^3$ per i G-dropout. I risultati sono simili a quelli delle galassie attuali. Dal pannello a sinistra di Figura 15 si vede che c'è un buon accordo tra i due campioni e che non si nota un processo di evoluzione dato che i valori rientrano nelle rispettive barre d'errore.

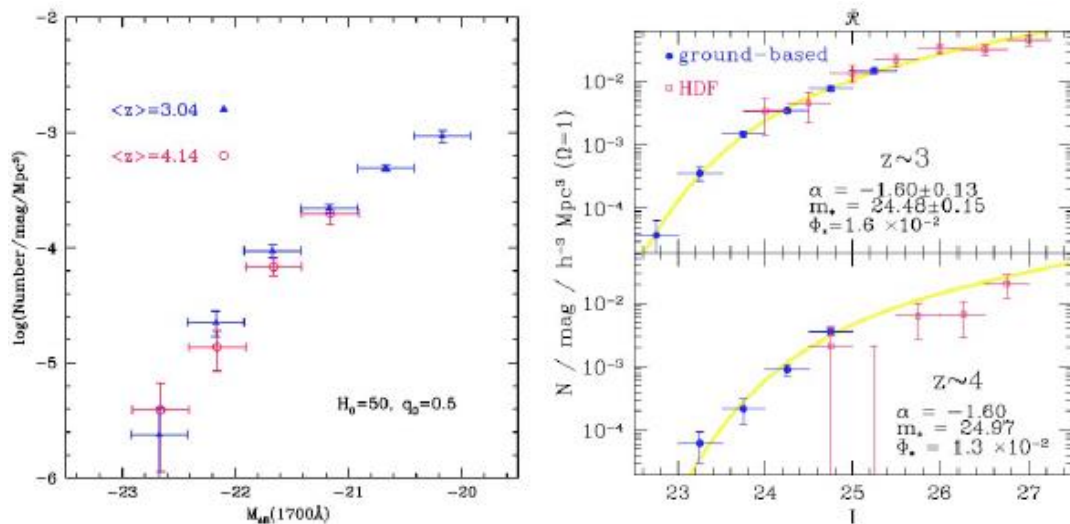


Figura 15: Nel pannello a destra in alto ci sono gli oggetti U-dropout e in quello in basso i G-dropout, i diversi colori dei dati indicano da che osservazione derivano e la curva in giallo la funzione di Schechter che li si addice di più. Nel pannello a sinistra sono messi a confronto gli andamenti per i due intervalli di distanza campionata.

Capitolo 3

Casi particolari e metodi alternativi di selezione

Lo scopo fondamentale della cosmologia è di determinare la storia a cui è andato in contro il nostro universo per comprenderne le caratteristiche. Uno degli eventi fondamentali è stato la reionizzazione dell'idrogeno a $z \approx 8.8$, per cui a distanze molto maggiori rispetto a quelle trattate finora. Per fortuna la tecnica del Lyman break e altre due che introdurremo dopo riescono a spingersi fino a $z > 7$ e quindi permettono di avvicinarsi a tale stadio evolutivo e studiarlo. Tutto ciò sarebbe impossibile con fotometria o spettroscopia.

3.1 Metodi alternativi di selezione

I metodi alternativi a quello trattato fino ad ora sono: l'eccesso di Lyman α e il Balmer jump che sono discussi più in dettaglio nelle prossime sezioni.

3.1.1 Eccesso di Lyman α

La riga Ly α può essere molto pronunciata soprattutto nelle galassie con bassa metallicità. Circa il 30% delle LBGs presenta questo tipo di caratteristica in emissione mentre il restante o ce l'ha in assorbimento o è trascurabile. Tale linea può essere utilizzata per identificare gli oggetti senza passare per il Lyman break dato che il loro continuo è troppo debole e non ne permetterebbe l'osservazione. Il metodo dell'eccesso si può basare su tre diversi set di filtri: a banda stretta, uno stretto e uno largo oppure un grism senza fenditura. Il primo è più esigente dal punto di vista

del tempo al telescopio, ma permette delle ricerche a lunghezze d'onda multiple e di minimizzare le sorgenti spurie.

3.1.2 Balmer jump

La tecnica è del tutto analoga a quella del Lyman break tranne per la regione spettrale alla quale viene applicata, ovvero a 4000 Å. Tale discontinuità si vede solo per stelle più vecchie di 1 Gyr perciò non è utilizzabile con oggetti a $z > 6$, in particolare sarà utile per identificare galassie abbastanza vicine con una grande formazione in corso. I campioni ottenuti dal Lyman break, come detto in precedenza, possono essere contaminati da sorgenti a redshift minori, quindi si ha una sorta di ambiguità tra galassie con Balmer jump a bassi z e discontinuità di Lyman a grandi z . Prendiamo per esempio J033238-274839.8. Dallo studio spettroscopico purtroppo non è stato possibile concludere nulla, passando invece alla fotometria sono state misurate le distanze di Figura 16.

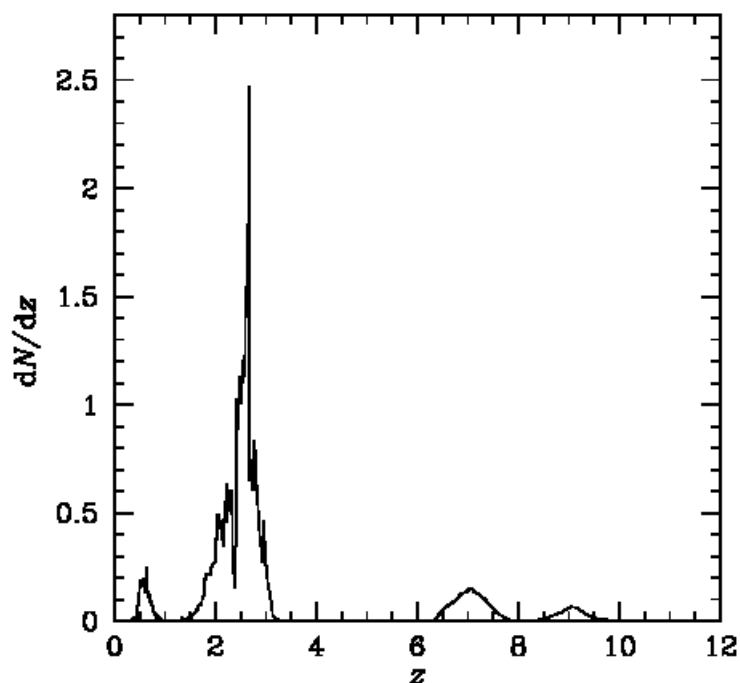


Figura 16: Nel grafico si vede la distribuzione di redshift per la galassia J033238-274839.8 utilizzando una funzione di luminosità pesata e $3 \cdot 10^6$ SEDs.

Come si vede sono possibili due soluzioni: una a basso redshift molto probabile e una ad alto z . Studiando il Lyman break si ha che l'oggetto in analisi è osservato in banda H e marginalmente in banda J per cui si trova a $z > 6.5$. Complessivamente quindi abbiamo due risultati diametralmente opposti la cui differenza principale sta nel fatto che nel primo caso è stata introdotta una funzione di luminosità pesata che "pilota" i dati verso la soluzione a piccola distanza. È importante a questo punto sottolineare che se non sono possibili conferme spettroscopiche tali metodi devono essere applicati attentamente.

Volendo approfondire il discorso si ha che il redshift fotometrico viene ricavato dal confronto tra spettri sintetici a bassa risoluzione e il reale, in più permette di ottenere una distribuzione di z che in genere mostra diversi picchi corrispondenti a distanze molto diverse tra loro. Sopprimendo la funzione di luminosità di prima il grafico in Figura 16 diventa il seguente.

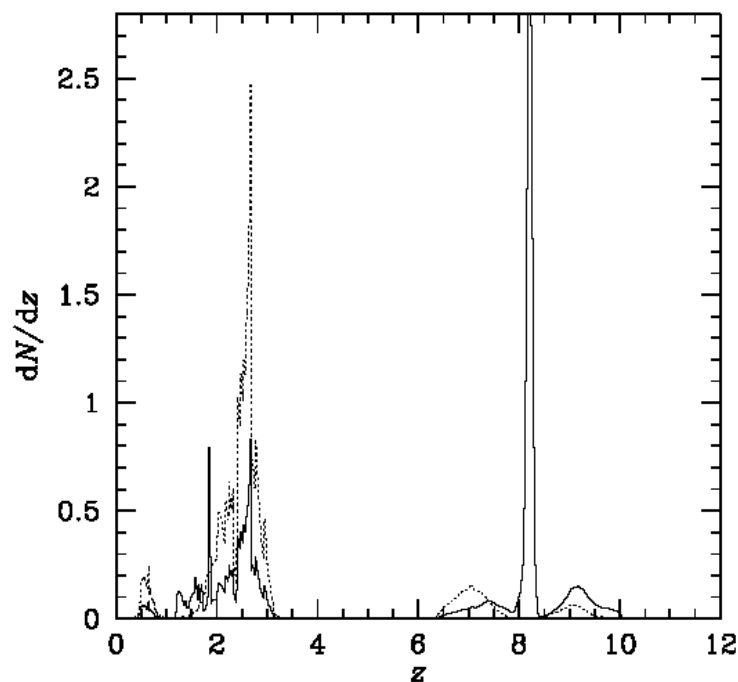


Figura 17: Grafico analogo al precedente, ma che sopprime l'effetto della ponderazione della funzione di luminosità. La linea tratteggiata mostra l'andamento precedente mentre quella continua il nuovo.

Confrontando Figura 16 e 17 la differenza si nota subito. In questo secondo grafico la soluzione a distanza maggiore diventa molto probabile mentre quella a z minore lo è molto meno. Da questo esempio si ricava quindi che l'introduzione di alcune assunzioni nei modelli può far variare di molto le conclusioni, è utile quindi avere più tecniche a disposizione per confrontare i dati.

3.2 Casi particolari: sorgenti a $z > 6$ e $z > 7$

Trattiamo ora applicazioni estreme alla tecnica del Lyman break, ovvero ad oggetti a $z > 6$ e oltre. Per quanto riguarda gli I-dropout, cioè sorgenti a $z \approx 6$, in genere si utilizza solo un filtro rosso per escludere eventuali intrusi. Come a $z \approx 3$ e $z \approx 4$ è possibile quindi presentare dei criteri di selezione la cui derivazione viene fatta analogamente a quella del capitolo 1.1.3. Le osservazioni si basano solo su fotometria in IR o FIR dato che conferme spettroscopiche sarebbero del tutto impossibili a causa della grande distanza e debolezza delle galassie. Il punto d'arrivo di questo studio è determinare quali siano state le sorgenti in grado di reionizzare l'idrogeno e quindi collocare tale evento cronologicamente. Il requisito perché ciò avvenga è che la brillantezza superficiale media, legata alla frazione di fotoni che sfuggono dalla sorgente (f_c) e alle caratteristiche del mezzo interstellare, abbia un valore ben preciso. Come si vede dalla Figura 18 gli I-dropout non sono in grado di reionizzare tutto l'idrogeno a meno che la metallicità non sia molto bassa, il che vuol dire che il processo è stato fatto da galassie più lontane. Un'altra quantità che dipende dal parametro citato prima è la luminosità Lyman α che sarà proporzionale a $(1-f_c)$. Per un dato valore della frazione di luce uscente si può ricavare la quantità di fotoni ionizzanti e stimarne il contributo alla reionizzazione, purtroppo in questo caso si ottengono risultati positivi. Considerando anche la funzione di luminosità dei quasar si ottiene che se ciò che è valido a $z \approx 6$ può essere estrapolato anche a distanze maggiori, allora i QSO hanno i requisiti per

reionizzare l'idrogeno e in linea di principio anche l'elio. Approfondendo gli studi si è arrivati ad una stima pari a $z_{\text{reion}} \approx 8.8$ come detto ad inizio capitolo.

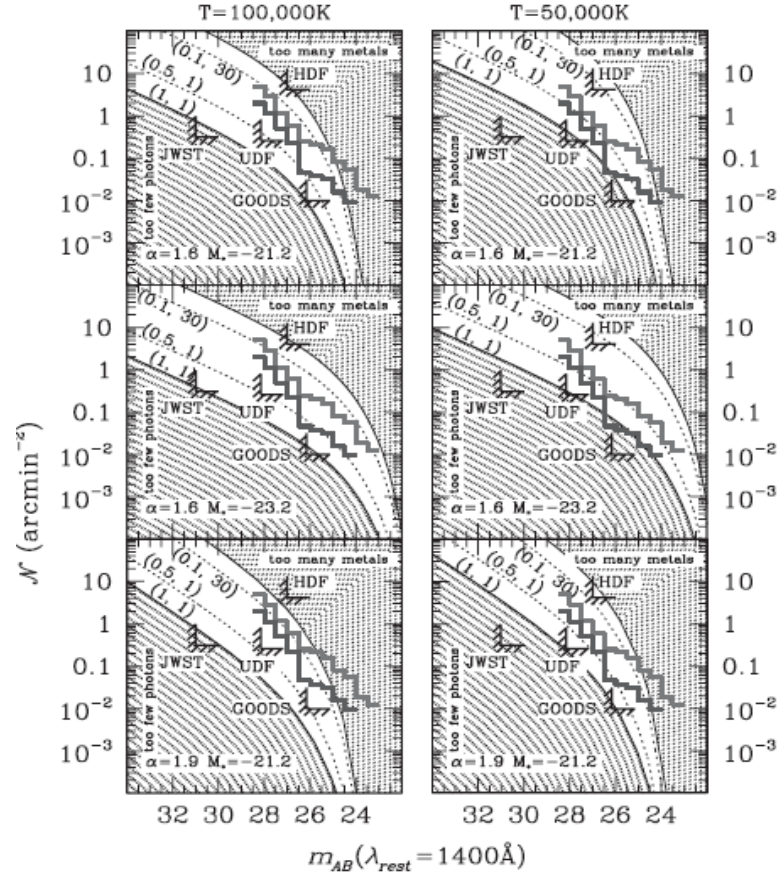


Figura 18: I dati provengono dalle survey UDF e GOODS. I pannelli a sinistra si riferiscono a stelle di popolazione III, mentre quelli a destra alla popolazione II. Si vede che se le galassie a $z=6$ avessero una bassa metallicità e una T_{eff} molto alta allora sarebbero in grado di ionizzare tutto l'idrogeno (parte sinistra della figura), se invece presentassero grandi quantità di elementi pesanti allora difficilmente potrebbero far ciò.

Capitolo 4

Conclusioni

Riassumiamo brevemente in questa sezione le questioni trattate nei capitoli precedenti e le proprietà delle galassie ad alti redshift.

Gli oggetti in esame risultano abbastanza diversi dagli attuali, il che ne renderebbe difficile un possibile collegamento. Nonostante questo potrebbero essere considerati come i progenitori degli sferoidi o delle ellittiche che in genere sono costituiti da stelle rosse e molto evolute. Come detto nel capitolo 2.6, la formazione stellare delle LBGs è inferiore rispetto a quella necessaria per creare le strutture odierne, quindi eventualmente avrebbero dato origine ad oggetti più piccoli di quelli che si vedono ora. Dallo studio morfologico invece si deduce che le classi di Hubble si siano formate a $z < 3$ dato che le sorgenti in esame sono frammentate e irregolari, non riconducibili quindi alla sequenza di riferimento. La massa rivela che le stelle delle galassie Lyman break non siano molto diverse in termini di dimensione da quelle nelle nostre vicinanze. Purtroppo, come detto nel capitolo 2.3, il valore di M è ancora incerto e varia da circa 10^{10} a $10^{12} M_{\odot}$ in base al metodo con cui viene ricavata, stessa cosa vale per l'età. Quello che si conosce della loro storia è che probabilmente vadano incontro ad una prima fase di formazione stellare relativamente breve dove la radiazione UV è oscurata dalla polvere, per poi passare in un periodo più lungo caratterizzato da un assorbimento minore. Una stima della densità di massa cosmica mostra che una quantità pari a 1/10 o 1/3 dell'attuale è stata formata a $z > 2$ il che supporta il collegamento tra i due tipi di sorgenti. Anche la metallicità sembra suggerirci che ci sia un ponte tra LBGs e galassie odierne. Infine lo studio di queste è stato utile per provare empiricamente le

teorie sul clustering dato che ha aperto le osservazioni ad un campione vasto e a grandi distanze.

Per concludere possiamo dire che la teoria del Lyman break ha aperto una nuova finestra sull'universo primordiale e ha permesso una dimostrazione delle leggi teorizzate. Per quanto riguarda le osservazioni la tecnologia è arrivata a rendere possibili survey fino a $z \approx 10$, il che avrà un impatto significativo sul campo cosmologico purché questi studi vengano approfonditi.

Bibliografia

- Piero Madau: Radiative transfer in a clumpy universe: the colors of high-redshift galaxies; The astrophysical journal (1 Marzo 1995).
- Piero Madau, Henry C. Ferguson, Mark E. Dickinson, Mauro Giavalisco, Charles C. Steidel and Andrew Fruchter: High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field: colour selection and star formation history to $z \sim 4$; (10 Luglio 1996).
- Max Pettini, Alice E. Shapley, Charles C. Steidel, Jean-Gabriel Cuby, Mark Dickinson, Alan F. M. Moorwood, Kurt L. Adelberger e Mauro Giavalisco: The rest-frame optical spectra of Lyman break galaxies: star formation, extinction, abundances and kinematics; The astrophysical journal (20 Giugno 2001).
- Mauro Giavalisco: Lyman-break galaxies; The astrophysical journal (2002).
- Massimo Stiavelli: From first light to reionization; WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim (2009).

Fonti delle figure

1. <http://www.pno-astronomy.com/QSO%20e%20AGN/Quasars/Quasars.htm>
2. Mauro Giavalisco: Lyman-break galaxies (Figura 1).
3. Piero Madau: Radiative transfer in a clumpy universe: the colors of high-redshift galaxies (Figura 1).
4. Piero Madau, Henry C. Ferguson, Mark E. Dickinson, Mauro Giavalisco, Charles C. Steidel and Andrew Fruchter: High-redshift

- galaxies in the Hubble Deep Field: colour selection and star formation history to $z \sim 4$ (Figura 1a).
5. Piero Madau, Henry C. Ferguson, Mark E. Dickinson, Mauro Giavalisco, Charles C. Steidel and Andrew Fruchter: High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field: colour selection and star formation history to $z \sim 4$ (Figura 1b).
 6. Piero Madau, Henry C. Ferguson, Mark E. Dickinson, Mauro Giavalisco, Charles C. Steidel and Andrew Fruchter: High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field: colour selection and star formation history to $z \sim 4$ (Figura 2a).
 7. Piero Madau, Henry C. Ferguson, Mark E. Dickinson, Mauro Giavalisco, Charles C. Steidel and Andrew Fruchter: High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field: colour selection and star formation history to $z \sim 4$ (Figura 3).
 8. Piero Madau, Henry C. Ferguson, Mark E. Dickinson, Mauro Giavalisco, Charles C. Steidel and Andrew Fruchter: High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field: colour selection and star formation history to $z \sim 4$ (Figura 5).
 9. Mauro Giavalisco: Lyman-break galaxies (Figura 6).
 10. Max Pettini, Alice E. Shapley, Charles C. Steidel, Jean-Gabriel Cuby, Mark Dickinson, Alan F. M. Moorwood, Kurt L. Adelberger e Mauro Giavalisco: The rest-frame optical spectra of Lyman break galaxies: star formation, extinction, abundances and kinematics (Tabella 2).
 11. Max Pettini, Alice E. Shapley, Charles C. Steidel, Jean-Gabriel Cuby, Mark Dickinson, Alan F. M. Moorwood, Kurt L. Adelberger e Mauro Giavalisco: The rest-frame optical spectra of Lyman break galaxies: star formation, extinction, abundances and kinematics (Tabella 3).
 12. Max Pettini, Alice E. Shapley, Charles C. Steidel, Jean-Gabriel Cuby, Mark Dickinson, Alan F. M. Moorwood, Kurt L. Adelberger e Mauro

- Giavalisco: The rest-frame optical spectra of Lyman break galaxies: star formation, extinction, abundances and kinematics (Figura 6).
13. Mauro Giavalisco: Lyman-break galaxies (Figura 9).
 14. Max Pettini, Alice E. Shapley, Charles C. Steidel, Jean-Gabriel Cuby, Mark Dickinson, Alan F. M. Moorwood, Kurt L. Adelberger e Mauro Giavalisco: The rest-frame optical spectra of Lyman break galaxies: star formation, extinction, abundances and kinematics (Tabelle 1 e 4).
 15. Mauro Giavalisco: Lyman-break galaxies (Figura 3).
 16. Massimo Stiavelli: From first light to reionization (Figura 6.7).
 17. Massimo Stiavelli: From first light to reionization (Figura 6.9).
 18. Massimo Stiavelli: From first light to reionization (Figura 6.11).